

Л. М. ГУХМАН, А. И. ЕРШОВ

О ПРОЦЕССЕ ПЕРЕНОСА МАССЫ В ДВУХФАЗНОМ ЗАКРУЧЕННОМ ПОТОКЕ

Известные в настоящее время теоретические модели переноса вещества достоверно описывают в той или иной степени процесс массопередачи в отдельных конкретных условиях, обусловливаемых гидродинамикой и физико-химическими свойствами взаимодействующих фаз.

Узкая область применения теорий Льюиса-Уитмена [1], Хигби [2], Данквертса [3], Кишеневского [4, 5] объясняется отсутствием строгого обоснования основных положений с точки зрения гидродинамического взаимодействия фаз в зоне контакта и введением в расчетные зависимости коэффициентов, величина которых определяется на основе экспериментов [6, 7].

Наиболее обоснованной признается теория диффузионного пограничного слоя, разработанная Левичем [10], в которой процесс массопередачи рассматривается на основании законов гидродинамики и диффузии.

Разработка аппаратуры, обеспечивающей взаимодействие фаз при высоких скоростях движения [8], и особенно использование высокоэффективного двухфазного закрученного потока в зоне контакта [9] еще больше увеличили роль переноса массы за счет гидродинамического взаимодействия фаз в общем процессе массопередачи.

В теории диффузионного слоя процесс массообмена в газо(паро)-жидкостных системах рассматривается при ламинарном, турбулентном и пленочном режимах движения.

Однако результаты, полученные на основе этой теории, не могут быть непосредственно применимы к описанию процесса переноса вещества в случае двухфазного закрученного потока, так как при определении некоторых параметров — характерной скорости пульсации V_0 , толщины пограничного слоя δ и т. д. — принималось, что касательное напряжение на поверхности жидкости равно нулю и средняя скорость должна иметь постоянное по глубине значение.

В данной статье анализируется физическая модель переноса вещества в кольцевом канале при взаимодействии фаз в закрученном потоке, построенная на дальнейшем развитии положений теории диффузионного слоя В. Г. Левича и общих закономерностях гидродинамики винтового движения жидкости.

Рассматривается взаимодействие газо-жидкостной системы при движении закрученного потока в кольцевом канале с радиусами наружного и внутреннего цилиндров соответственно R и R_1 , причем сопротивление диффузии сосредоточено преимущественно в жидкой фазе (рис. 1).

Принята следующая система координат: ось z — направлена параллельно осевой линии канала; ось y — направлена по радиусу кольцевого канала; ось x — перпендикулярна образующей цилиндра и касательна к ней.

Для закрученного газо-жидкостного потока справедливо считать, что газ движется по центральной части поперечного сечения кольца, а жидкость под действием центробежных массовых сил течет у стенок наружного цилиндра в виде тонкого слоя, толщина которого зависит от крутки потока и режимов движения обеих фаз. Такой кольцевой режим однонаправленного двухфазного потока можно рассматривать как винтовое движение вокруг оси, совпадающей с осью цилиндрического контактного патрубка.

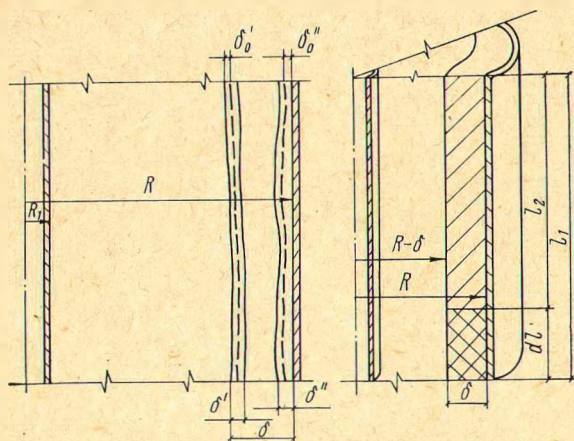


Рис. 1. Схема кольцевого режима движения двухфазного однонаправленного потока.

Согласно теории [11, 12], винтовое движение однородной среды вызывает вихреобразование, причем оси вихрей совпадают с линиями тока, а вихревые линии с направлением движения потока. В двухфазном потоке дополнительное образование вихрей вызывается наличием поверхности раздела между жидкостью и газом. Граница раздела фаз может рассматриваться как область свободной турбулентности, т. е. как область свободная от условий, возникающих при наличии твердой стенки. Элементарные жидкие и газовые объемы, расположенные вдоль вихревой линии, вращаются вокруг касательных к ней в соответствующих точках, образуя вихревую трубку.

Отсюда вытекает, что возникающие в тонком слое жидкости, движущейся в закрученном потоке, вихревые контуры могут быть либо замкнутыми, либо должны заканчиваться у стенки патрубка и на границе с газовой фазой, что, очевидно, должно привести к интенсивному вихревому переносу вещества.

В рассматриваемом нами случае движущиеся потоки на границе раздела фаз имеют разные плотности. Кроме того, в пределах каждой фазы плотность может изменяться, если учесть, что в газовой фазе она есть функция распределения давления, а в жидкости — распределения концентрации. Следовательно, на границе раздела фаз имеет место пересечение изобарических и изостерических поверхностей, что согласно теореме Бьеркнеса приводит к интенсивному образованию вихрей.

Наличие вынужденного вихревого движения, наложенного на осевое перемещение, подтверждено экспериментально [13, 14] при исследовании закрученного однофазного потока жидкости и газа.

Здесь необходимо указать на принципиальное различие двух видов формирования закрученного потока: с закручивателем по всей длине кольцевого канала и с закручивателем или тангенциальными вводами только на некотором входном участке.

В закрученном потоке первого вида шаг винтовой линии движения не меняется по длине канала.

При установке статического закручивателя только на начальном участке крутка потока и угол подъема винтовой линии являются переменными как по радиусу, так и по длине кольцевого канала — создается закрученный поток второго вида.

Рассмотрим основные соотношения между параметрами закрученного потока. Угол подъема винтовой линии статического закручивателя может быть определен из известного выражения:

$$\operatorname{tg} \alpha_i = \frac{t}{2\pi} \cdot \frac{1}{r_i}, \quad (1)$$

где α_i и r_i — текущие значения угла подъема винта и радиуса канала.

Из формулы (1) следует, что в случае создания закрученного потока первого и второго видов угол подъема винтовой линии движения потока является переменным по радиусу канала.

В принятой системе координат вектор полной скорости потока, направленный под углом α к плоскости xu , может быть представлен в виде суммы векторов

$$\bar{U} = \bar{U}_0 + \bar{U}_\tau + \bar{U}_r, \quad (2)$$

где U_0 , U_τ , U_r — соответственно осевая, окружная и радиальная компоненты скорости потока.

Известно [15], что при винто-осевом движении радиальная скорость намного меньше осевой и окружной скоростей $U_r < U_0 < U_\tau$ и в первом приближении

$$\bar{U} = \bar{U}_0 + \bar{U}_\tau. \quad (3)$$

Тогда между скоростями справедлива зависимость:

$$\begin{aligned} U_0 &= U \sin \alpha, \\ U_\tau &= U \cos \alpha, \\ U_0 &= U_\tau \operatorname{tg} \alpha. \end{aligned} \quad (4)$$

В свою очередь величина полной скорости движения определяется по уравнению:

$$U = \frac{G}{S} = \frac{2G}{\pi d_n(d_n - d_{cm}) \sin \alpha}, \quad (5)$$

где d_n и d_{cm} — соответственно диаметры наружного и внутреннего цилиндров.

Подставив значение U в уравнения (4), запишем:

$$U_0 = \frac{2G}{\pi d_n(d_n - d_{cm})}, \quad (6)$$

$$U_z = \frac{2G}{\pi d_n(d_n - d_{cm}) \operatorname{tg} \alpha}. \quad (7)$$

Из уравнений (6) и (7) следует, что осевая скорость потока при заданном расходе фазы G не зависит от угла подъема винтовой линии, а величина окружной скорости обратно пропорциональна тангенсу угла подъема или шагу винта, так как вместо (7) легко получить

$$U_z = \frac{2G}{(d_n - d_{cm})t}. \quad (8)$$

Выделим в поперечном сечении кольцевого канала такие области, в пределах которых гидродинамический характер движения или закон распределения концентрации переносимого вещества может быть принят неизменным, но отличающимся от остальной части потока (см. рис. 1).

Сформулируем характеристики отдельных областей различающихся по гидродинамическому признаку.

1-я зона — пограничный слой газа у стенки внутреннего цилиндра. Учитывая, что винтовое движение потока сопровождается в зависимости от скорости более или менее интенсивным вихревым движением, принимаем, что для этого слоя газа справедливо применение гипотезы Ландау—Левича [10] о проникновении турбулентных пульсаций в пограничный слой.

2-я зона — ядро турбулентного газового потока, характеризующееся интенсивным перемешиванием. Распределение компонентов скорости по радиусу в этой зоне зависит от расстояния от входного участка, угла подъема винтовой линии и незначительно от вязкости газа.

3-я зона — пограничный турбулентный слой газа вблизи границы раздела фаз. Согласно теории межфазной турбулентности, данная зона пронизана вихрями, способствующими переносу вещества и движения из газовой фазы в жидкую.

4-я зона — пограничный турбулентный слой жидкости вблизи поверхности раздела фаз толщиной δ' . Эта область характеризуется вихревым перемешиванием, несколько отличающимся благодаря силам поверхностного натяжения и вязкости от вихревого движения в 3-й зоне. Сдерживающее влияние поверхностного натяжения приводит к некоторому гашению турбулентных пульсаций, подобно воздействию твердой поверхности. Однако аналогия не полная, так как на стенке должны обращаться в нуль как пульсация, так и средняя скорости, тогда как касательное напряжение имеет отличное от нуля значение. На границе же с потоком газа средняя и пульсационная скорости не могут обращаться в нуль, но масштаб турбулентных пульсаций должен отличаться от такового в ядре потока по мере приближения к границе раздела.

Выясним, в чем проявляется воздействие газовой фазы и скорости движения на толщину пограничного слоя в случае закрученного потока.

Согласно теории пограничного слоя [10], толщина вязкого подслоя на поверхности жидкости находится из соотношения

$$\delta' = \left(\frac{\sigma v}{\rho V_0^3} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Характерную скорость пульсации выразим через напряжение трения соотношением:

$$V_0 = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}. \quad (10)$$

При однонаправленном кольцевом газо-жидкостном потоке касательное напряжение на границе раздела равно сумме сил, действующих на слой жидкости, отнесенной к единице поверхности:

$$\tau = \frac{\Sigma N}{2\pi(R - \delta)dl}. \quad (11)$$

Отсюда

$$V_0 = \left(\frac{\Sigma N}{2\pi(R - \delta)dl} \frac{1}{\rho} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Подставив последнее выражение в (9), получим:

$$\delta' \approx \left[\frac{\sigma v \rho^{1/2}}{\left(\frac{\Sigma N}{2\pi(R - \delta)dl} \right)^{3/2}} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Из (13) следует, что с увеличением ΣN толщина пограничного слоя на границе раздела фаз уменьшается.

Рассмотрим основные составляющие суммарной силы воздействия на слой жидкой пленки.

$$N_1 = 2\pi(R - \delta)dl \int_0^{\delta} (\rho g \sin \alpha - \varphi) d\delta, \quad (14)$$

где φ — градиент давления по длине канала;

$\rho g \sin \alpha$ — проекция силы тяжести на направление линии движения. Так как угол подъема винтовой линии движения есть величина переменная по толщине слоя и длине канала, то

$$N_1 = 2\pi(R - \delta) \int_{l_2}^{l_1} \int_0^{\delta} (\rho g \sin \alpha - \varphi) d\delta dl. \quad (15)$$

N_2 — проекция силы, вызываемой вязкостным трением в погран-слое реальной жидкости у стенки наружного цилиндра.

$$N_2 = 2\pi R dl \nu \frac{\partial U}{\partial \delta}. \quad (16)$$

Обозначив касательное напряжение на стенки через τ_{cm} , можем записать:

$$N_2 = 2\pi R \int_{l_2}^{l_1} \tau_{cm}(l) dl. \quad (17)$$

N_3 — проекция силы, обусловленной подводом кинетической энергии для вынужденного движения слоя жидкости по винтовой линии.

$$N_3 = \frac{2\pi(R-\delta)}{l_1-l_2} \int_{l_2}^{l_1} \int_0^{\delta} \frac{\rho U^2}{2} d\delta dl. \quad (18)$$

Учитывая соотношение [4], выражение [18] представим в виде:

$$N_3 = \frac{\pi(R-\delta)\rho}{l_1-l_2} \left(\int_{l_2}^{l_1} \int_0^{\delta} U_0^2 d\delta dl + \int_{l_2}^{l_1} \int_0^{\delta} U_0^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha d\delta dl \right). \quad (19)$$

Таким образом, средняя величина касательных напряжений на границе раздела фаз на участке $\Delta l = l_1 - l_2$ и толщина слоя δ' могут быть выражены зависимостями

$$\begin{aligned} \tau = \frac{1}{l_1-l_2} & \left[\int_{l_2}^{l_1} \int_0^{\delta} (\rho g \sin \alpha - \varphi) d\delta dl + \frac{R}{R-\delta} \int_{l_2}^{l_1} \tau_{cm}(l) dl + \right. \\ & \left. + \frac{\rho}{2(l_1-l_2)} \left(\int_{l_2}^{l_1} \int_0^{\delta} U_0^2 d\delta dl + \int_{l_2}^{l_1} \int_0^{\delta} U_0^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha d\delta dl \right) \right]. \quad (20) \end{aligned}$$

$$\delta' = \left[\frac{\sigma \nu^{1/2}}{\left[\frac{1}{l_1-l_2} \left(\int_{l_2}^{l_1} \int_0^{\delta} (\rho g \sin \alpha - \varphi) d\delta dl + \frac{R}{R-\delta} \int_{l_2}^{l_1} \tau_{cm}(l) dl + \right. \right. \right.} \left. \left. \left. + \frac{\rho}{2(l_1-l_2)} \left(\int_{l_2}^{l_1} \int_0^{\delta} U_0^2 d\delta dl + \int_{l_2}^{l_1} \int_0^{\delta} U_0^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha d\delta dl \right) \right] \right]^{3/2}} \right]^{1/2} \quad (21)$$

В свою очередь касательные напряжения, возникающие в слое жидкости, определяются градиентами осевой и окружной составляющих полной скорости движения, т. е.

$$\tau_{cm} = \sqrt{\tau_{cm_o}^2 + \tau_{cm_\tau}^2}, \quad (22)$$

где

$$\tau_{cm_o} = \nu \frac{\partial U_0}{\partial \delta} \quad \text{и} \quad \tau_{cm_\tau} = \nu \frac{\partial U_\tau}{\partial \delta}. \quad (23)$$

Анализ уравнения (21) позволяет сделать следующий существенный вывод.

Увеличение скорости движения фаз и уменьшение угла подъема винтовой линии приводит к значительному уменьшению толщины турбулентного пограничного слоя. Причем в случае восходящего потока массовая сила тяжести дополнительно способствует этому.

5-я зона — область турбулентного ядра жидкостного слоя.

К данной области без значительной погрешности может быть применено уравнение логарифмического распределения скорости, полученное [10] для средней скорости в турбулентном потоке пленки жидкости:

$$U = \frac{v_0}{\sqrt{\alpha}} \ln \frac{v_0(\delta - y)}{a\nu} \quad (24)$$

Уравнение логарифмического профиля скоростей содержит две неизвестные постоянные α и a , определяемые экспериментально. Наличие вихревого движения в этой зоне способствует непрерывному отводу из пограничного турбулентного слоя прореагировавших элементарных объемов жидкости и подводу свежих из основного объема.

6-я зона — область вязкого подслоя толщиной δ'' .

В области жидкого потока $y < \delta''$ течение носит вязкий характер. Толщина вязкого подслоя определяется из известного положения о том, что критерий Рейнольдса в этом слое должен быть порядка единицы:

$$Re \approx \frac{v_0 l(y)}{\nu} = 1, \quad (25)$$

где $l(y)$ — функциональная зависимость масштаба движения от расстояния слоя жидкости до твердой стенки;

l — характерный масштаб крупномасштабных турбулентных пульсаций.

При $l(y) = \delta''$

$$\frac{v_0 \delta''}{\nu} = 1, \quad (26)$$

откуда

$$\delta'' = a \frac{\nu}{v_0}. \quad (27)$$

Установленное выше наличие вихревого движения в винтовом потоке жидкости дает основание считать, что закрутка потока приводит к увеличению скорости турбулентных пульсаций v_0 по сравнению с незакрученным потоком и проникновению их вплоть до стенки патрубка. Последнее положение соответствует гипотезе Ландау—Левича о проникновении турбулентных пульсаций в глубину вязкого подслоя и имеет своим следствием уменьшение толщины слоя δ'' .

Следовательно, тем большая часть поперечного сечения потока жидкости носит характер режима, присущего ядру потока.

С точки зрения распределения концентраций в двухфазном потоке имеют место четыре зоны: А, Б, В и Г.

Зона А — область газового потока.

Ранее мы условились рассматривать основное сопротивление диффузии сосредоточенным в жидкой фазе. Учитывая интенсивное перемешивание объема газа турбулентными пульсациями и вихрями, принимаем, что концентрация абсорбируемого вещества равна средней концентрации в газовом потоке для данного поперечного сечения. Такое условие для 1-й и 2-й зон достаточно справедливо ввиду высокой скорости движения, а также вихревого переноса вещества и малой толщины зоны 1. Что касается зоны 3, то принятое условие тем справедливее, чем выше коэффициент диффузии в газе и скорость взаимодействия фаз.

Зона Б — эффективный диффузионный слой жидкости у границы раздела.

Из теоретических положений конвективной диффузии в турбулентной пленке [10] следует, что в жидкости вблизи свободной поверхности должен образовываться эффективный диффузионный слой, в котором происходит основное изменение концентрации растворяющегося вещества.

В случае турбулентного режима движения толщина этого слоя δ'_0 может быть определена из следующего соотношения:

$$\delta'_0 \approx \left(\frac{D\sigma}{\rho v_0^3} \right)^{1/2}. \quad (28)$$

Сопоставление уравнений (9) и (28) показывает, что толщина диффузионного слоя при принятом условии о числе Прандтля значительно меньше толщины пограничного турбулентного слоя δ' . Конкретно, для случая растворения CO_2 в воде при нормальном давлении, когда $Pr_D \approx 5000$, получим

$$\frac{\delta'_0}{\delta'} = \frac{1}{Pr_D^{1/2}} = \frac{1}{70,6} \quad (29)$$

Откуда

$$\delta'_0 = \frac{\delta'}{70,6},$$

т. е. толщина эффективного диффузионного слоя в 70 с лишним раз меньше пограничного турбулентного слоя.

Выводы, сделанные на основе уравнения (21), очевидно, справедливы и для δ'_0 .

Так как значительная доля общего диффузионного сопротивления сосредоточена в эффективном диффузионном слое, то резкое уменьшение его толщины способствует интенсификации процесса переноса массы.

Зона В — ядро турбулентного потока жидкости.

Выше мы условились относительно малого значения коэффициента диффузии D в жидкой фазе. В связи с этим число Пекле, показывающее соотношение между количеством вещества, перенесенным конвективной и молекулярной диффузией, в нашем случае должно быть больше единицы.

Действительно, для частного случая абсорбции CO_2 водой, когда $Pr_D \approx 5000$ при $Re = 10^{-2}$, получим $Pe > 1$. Так как мы рассматриваем

модель переноса вещества при высоких скоростях фаз, когда $Re > 100$, то число Пекле намного больше единицы и конвективный перенос вещества в ядре жидкостного потока значительно преобладает над молекулярным. Отсюда следует, что уравнение конвективной стационарной диффузии можно представить в виде:

$$U_x \frac{\partial c}{\partial x} + U_y \frac{\partial c}{\partial y} + U_z \frac{\partial c}{\partial z} = 0. \quad (30)$$

Уравнение (30) может иметь решение $c = \text{const}$, что отвечает постоянству концентрации в ядре турбулентного слоя жидкости. Такое решение вполне справедливо для нашего случая, когда турбулентные пульсации в потоке сопровождаются интенсивным вихревым перемешиванием, выравнивающим концентрацию по сечению ядра потока.

Зона Г — диффузионный погранслои у внутренней поверхности контактного патрубка толщиной δ_0^* .

Согласно анализу гидродинамической обстановки, значительная доля вязкого слоя является турбулизованной. Однако в непосредственной близости к стенке в вязком подслое турбулентные пульсации становятся столь малыми, что молекулярный перенос начинает преобладать над турбулентным.

Расчетное уравнение для толщины диффузионного погранслоя (10)

$$\delta_0^* = \left(\frac{D \delta''^3}{\gamma v_0} \right)^{1/4} \quad (31)$$

можно представить в виде:

$$\delta_0^* = \frac{\delta''^{3/4}}{Pr^{1/4}} \cdot a \frac{\nu}{v_0}, \quad (32)$$

где γ — некоторый безразмерный коэффициент.

Существование пограничного диффузионного слоя у стенки патрубка обуславливает следующее обстоятельство. По мере увеличения концентрации в эффективном диффузионном слое и благодаря вихревому переносу в ядре потока увеличивается роль погранслоя у стенки, так как малая скорость диффузии в нем по существу соответствует увеличению средней концентрации в жидкости, что приводит к уменьшению движущей силы и скорости процесса массопередачи.

Таким образом, для рассмотренной физической модели, основанной на совместном анализе закономерностей переноса вещества и гидродинамики движения двухфазного закрученного потока в кольцевом канале, можно сделать следующие основные выводы.

Интенсивность процесса массообмена в закрученном потоке зависит от гидродинамического состояния фаз в целом, но преимущественно от величины скорости и характера движения на границе раздела фаз и в так называемом диффузионном подслое у стенки наружного цилиндра.

Влияние закрутки двухфазного потока сказывается не только в увеличении скорости движения взаимодействующих фаз по сравнению с незакрученным потоком при заданной средней производительности по газу, но и в образовании по всему поперечному сечению кольцевого пространства вихревого движения.

Значительно увеличивающиеся касательные напряжения и вихреобразование способствуют интенсивному переносу турбулентности через поверхность раздела от газовой фазы к жидкой. При этом степень турбулизации жидкой фазы и ее сопротивление диффузии зависят от турбулентности газовой фазы. Следовательно, коэффициент массоотдачи должен определяться не только гидродинамикой жидкостного потока, но и газа.

Из всего сказанного вытекает, что в двухфазном закрученном потоке имеет место тесная связь между переносом количества движения и вещества.

Эта связь в кинетике массообмена выражается уравнениями гидродинамической аналогии.

При принятом нами условии $Pr_D \gg 1$ используем общее уравнение, полученное при условии численного равенства коэффициентов турбулентной диффузии D_m и турбулентной вязкости ν_m .

$$\beta = \frac{\tau}{\rho U \left[1 + \frac{U_1}{U} (Pr_D - 1) \right]}, \quad (33)$$

где U и U_1 — соответственно средняя скорость потока и скорость на границе ядра потока и пограничного слоя.

Основное возражение, выдвигаемое [10] против достоверности зависимости (33), то, что с точки зрения теории турбулентного движения и конвективной диффузии ν_m и D_m могут быть не равны.

По данным экспериментальной работы [16],

$$\psi = \frac{D_m}{\nu_m}$$

изменяется от 1 вблизи твердой стенки до 1,6 в области свободной турбулентности.

Однако результаты опытов ряда исследователей [17, 18] в широком интервале значений числа Pr удовлетворительно описываются уравнениями гидродинамической аналогии.

Для двухфазного закрученного потока применение гидродинамической аналогии тем более правомочно, поскольку интенсивность процесса переноса вещества определяется гидродинамическим состоянием и сопротивлением диффузии в пограничных диффузионных слоях как у стенки контактного патрубка, где $\psi = 1$, так и у границы раздела фаз.

Характер полученного уравнения для величины касательных напряжений [20] позволяет установить, в чем проявляется положительное влияние закрутки и обосновать более высокую интенсивность восходящего закрученного потока.

В случае закрученного потока первого вида угол подъема винтовой линии движения не зависит от длины канала, поэтому уравнение можно упростить:

$$\tau = \left[\int_0^{\delta} (\rho g \sin \alpha - \varphi) d\delta + \frac{R}{R - \delta} \tau_{cm} + \frac{\rho}{2(l_1 - l_2)} \left(\int_0^{\delta} U_0^2 d\delta + \int_0^{\delta} U_0^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha d\delta \right) \right]. \quad (34)$$

Отсюда следует, что при восходящем закрученном потоке касательное напряжение на границе раздела фаз по величине выше, чем при нисходящем, за счет выражения, учитывающего действие собственного веса жидкости $\rho g \sin \alpha$.

Вместе с тем при небольших углах подъема винтовой линии статического закручивателя проекция величины силы тяжести на направление движения весьма мала и не может оказывать существенного влияния на величину касательного напряжения.

Отсюда следует, что с уменьшением угла подъема винта, когда решающим фактором становится перераспределение скоростей в слое жидкости и изменение касательных напряжений за счет центробежных сил, разница в эффективности между восходящим и нисходящим закрученным потоками должна уменьшаться.

Несколько иное влияние направления движения на величину коэффициента массоотдачи для закрученного потока второго вида, когда крутка потока является переменной величиной и по радиусу, и по длине канала.

В случае нисходящего потока, собственный вес жидкости будет способствовать спрямлению крутки, т. е. увеличению угла α и уменьшению величины полной скорости движения фаз на границе раздела при прежней осевой скорости.

Такое спрямление крутки будет наиболее существенным при малых скоростях газа, значительном орошении и больших углах подъема винтовой линии статического закручивателя.

В восходящем потоке вес жидкости, наоборот, способствует сохранению крутки потока, однако, подъем жидкости особенно при высоком орошении приводит к некоторому повышению гидравлического сопротивления. Таким образом, в восходящем закрученном потоке второго вида более высокая интенсивность массообмена должна достигаться не только за счет увеличения касательного напряжения τ , но и за счет более полного сохранения крутки по длине канала.

Выводы

1. Согласно предлагаемой модели процесса переноса вещества, основанной на положениях теории диффузионного слоя и общих закономерностях гидродинамики винтового движения жидкости, интенсивность массообмена зависит от гидродинамического состояния фаз в целом, но преимущественно от величины скорости и характера движения на границе раздела фаз и в так называемом диффузионном подслое у стенки наружного цилиндра.

2. Влияние закрутки двухфазного потока сказывается не только в увеличении скорости движения взаимодействующих фаз по сравнению с незакрученным потоком при заданной средней производительности по газу, но и в образовании по всему поперечному сечению кольцевого пространства вихревого движения и уменьшении толщины пограничных диффузионных слоев.

3. Рассмотрено влияние направления движения на процесс переноса вещества и установлено, что интенсивность массообмена при определенных гидродинамических условиях в случае восходящего закрученного потока выше, чем при нисходящем.

4. Из анализа модели следует, что степень турбулизации жидкой фазы и ее сопротивление диффузии зависят от турбулентности газовой

фазы, поэтому коэффициент массоотдачи должен определяться гидродинамикой не только жидкостного потока, но и газа.

Литература

- [1] W. G. Whitman. Chem. Met. Eng., 29, 147 (1923). [2] R. Higbie. Trans. Am. Inst. Chem. Eng., 31, 2, 365 (1935). [3] P. V. Dankwerts. Ing. Eng. Chem., 43, 6, 1460 (1951). [4] М. Х. Кишеневский, А. В. Памфилов. ЖПХ, 22, 11, 1173, 1183 (1949). [5] М. Х. Кишеневский. ЖПХ, 28, 9, 927 (1955). [6] Н. М. Жаворонков, П. Г. Романков. Хим. пром., 2 (1965). [7] А. М. Розен. Хим. пром., 2 (1965). [8] Н. М. Жаворонков, В. А. Малюсов. Теорет. основы хим. технологии, 1, 5 (1967). [9] А. И. Ершов, Л. М. Гухман. ИФЖ, 10, 4, 553 (1966). [10] В. Г. Левич. Физико-химическая гидродинамика. М. (1959). [11] Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М., 1959. [12] Н. Е. Кочин, И. А. Кибель, Н. В. Розе. Теоретическая гидродинамика. Ч. 1. М., 1955. [13] Смитберг, Лэндис. Теплопередача. Тр. американского общ-ва инж.-механиков, 86, сер. С, 1, 52—65 (1964). [14] Торсен, Лэндис. Теплопередача. Тр. американского общ-ва инж.-механиков, 90, сер. С, 1, 91—103 (1968). [15] Л. Г. Лойцянский. ПММ, 28, 1 (1955). [16] Т. К. Sherwood, В. В. Woertz. Ing. Eng. Chem., 31, 8 (1939). [17] А. В. Metzner, W. Z. Friend. Canad. I. Chem. Engng., 36, 6 (1958). [18] W. Z. Friend, A. V. Metzner. A. I. Ch. E. Journal, 4, 4 (1958).